

# アレイ観測に基づく鳥取県西部地震震源域周辺における 散乱係数推定の試み

°松本聡(九大・理),小原一成, 木村尚紀(防災科研),中村めぐみ(九大・理)

Estimation of scattering strength distribution around aftershock area of the 2000 Western Tottori  
Earthquake based on seismic array observation

S. Matsumoto<sup>1</sup>, K. Obara<sup>2</sup>, N. Kimura<sup>2</sup>, and M. Nakamura<sup>1</sup>

(1:SEVO, Kyushu Univ., 2:NIED)

はじめに. 2000年鳥取県西部地震震源域でわれわれはCDPケーブルを用いた短スパンアレイ観測を行い, 余震観測およびパイフレータによる人工地震の観測を実施した. 前回の学会で震源域周辺の散乱体イメージングによって震源域直下の強い不均質の存在を明らかにした. 本研究ではこれらのデータを用いて1次散乱モデルから得られる散乱体の散乱強度(散乱係数)を推定することを試みる.

観測. アレイ観測は2000年11月中旬から約1ヶ月間, 本震の震源位置の北西約5kmに展開したアレイ(行者山アレイ)は2Hz上下動123点, 1Hz3成分39点(総チャンネル数240ch)で構成され, CDPケーブルを用いてデータを集約し探鉱器によって一括収録を行った. 観測点間隔は20mから40mである. このアレイで11月29日から12月1日に行われたパイプロサイス実験の記録を収録した.

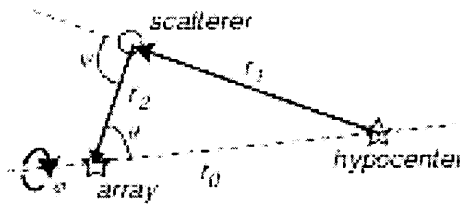


図1 1次散乱モデルの座標系

解析. 本研究では従来のslant stack法によってエネルギーの到来方向分布を求め, 散乱係数分布を求めることを試みる. 散乱係数はMatsumoto et al. (2001)を基にして以下のように求める. 図1のように座標を取り, 1次散乱モデルから得られるエネルギーはSato(1977,1982)を参考にして

$$E(r_o, t) = \iiint \frac{W_o g(\psi)}{\beta 4\pi r_1^2 4\pi r_2^2} \delta(t - \frac{r_1 + r_2}{\beta}) d\vec{z} \quad (1)$$

と表すことができる. ここで  $W_o$ は震源からの輻射エネルギー  $\beta$ は伝播速度,  $g(\psi)$ は散乱係数,  $\vec{z}$ は散乱体位置ベクトルである. さらに, 地震計アレイで観測を行い, 波の到来方向にエネルギーが分解される場合を考える. この場合, アレイレスポンスに関係のある, 方向に関する重み関数を考えなければならない. そこで(1)式は以下のように書き直すことができる.

$$E(r_o, t) = \iiint \frac{W_o g(\psi) K(\theta, \varphi, \theta_0, \phi_0)}{\beta 4\pi r_1^2 4\pi r_2^2} \delta(t - \frac{r_1 + r_2}{\beta}) d\vec{z} \quad (2)$$

ここで  $K$ は重み関数を示し重合方向と波の方向に関する関数である.  $\theta_0, \phi_0$ はslant-stackをする方位である. 等方散乱の場合,

$$E(r_o, t) = H(v-1) \frac{W_o}{4\pi r_0^2} \frac{2\pi}{2\pi} \int_0^\pi d\varphi \int_0^\pi d\theta \frac{g_o \sin\theta}{v^2 - 2v \cos\theta + 1} K(\theta, \varphi, \theta_0, \phi_0)$$

図2. 波数に対する各周波数帯のアレイレスポンス.

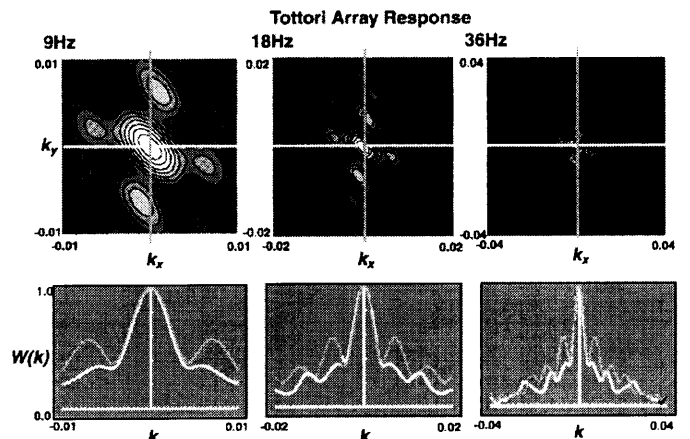
$$v = \beta t / r_o, K = 1,$$

$$g_o = \frac{1}{4\pi} \oint g(\psi) d\Omega$$

$$K(\theta, \varphi, \theta_0, \phi_0) = K(\vec{k} - \vec{k}_0) = \delta(\vec{k}); \quad |\vec{k}| = 1 \quad \text{と仮定}$$

$\vec{k}$ : ray direction vector

する. 図2に鳥取アレイのアレイレスポンスを示す. この仮定に基づき, エネルギー密度は



$$E(r_0, t) = H(v - 1) \frac{W_0}{4\pi r_0^2 2\pi} \cdot \frac{g_0}{v^2 - 2v \cos \theta + 1}$$

と表すことができる。これはエネルギー密度から散乱係数が補正項を除ることによって求められることが示している。しかしながら実際に観測される直達波のエネルギー密度  $E'd(r_0, t)$  およびコーダ波密度  $E'c(r_0, t)$  は source radiating energy rate function との convolution で表される。

$$E'd(r_0, t) = S(t) * E_d(r_0, t)$$

$$E'c(r_0, t) = S(t) * E_c(r_0, t)$$

ここで  $S(t)$  は source radiating energy rate function.  $E'c(r_0, t)$  は  $S(t)$  に比べて緩やかに変化する。また、 $S(t)$  が継続時間  $\Delta t$  であるとすると

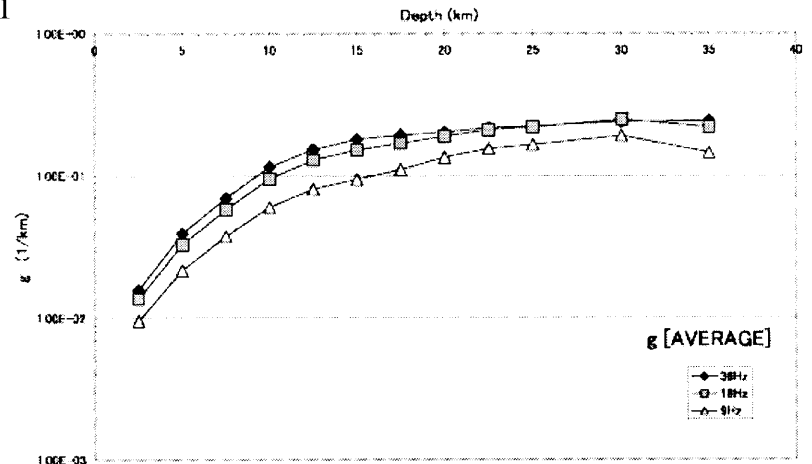


図3. 深さに対する散乱係数変化

$$E'_d(r_0, t) = S(t) * E_d(r_0, t)$$

$$= S(t - r_0 / \beta) \cdot \frac{W_0}{4\pi r_0^2 \beta}$$

$$E'_c(r_0, t) = S(t) * E_c(r_0, t) \approx E_c(r_0, t) \cdot \int_0^{\Delta t} S(\tau) d\tau$$

となる。ここで直達波を震源継続時間  $\Delta t$  のあいだで積分すると

$$E^{total}_d(r_0) = \int E'_d(r_0, t) dt = \int_0^{\Delta t} S(t) \cdot \frac{W_0}{4\pi r_0^2 \beta} dt$$

となる。これらの比を取って、

$$R(r_0, t) = E'_c(r_0, t) / E^{total}_d(r_0)$$

$$= g_0 \frac{\beta}{2\pi} (v^2 - 2v \cos \theta + 1)^{-1}$$

$$\therefore g_0 = R(r_0, t) \cdot C(v, \theta);$$

$$C(v, \theta) = \frac{2\pi}{\beta} (v^2 - 2v \cos \theta + 1)$$

となる。スラントスタックした波形の走時および重合方向から散乱体位置を割りだし、空間的な散乱係数分布が得られる。

処理はP波散乱体分布を推定するために4箇所のバイブレータ震源からの信号を用い、162点の上下動および36点の水平動記録を用いた。重合はバンドパスフィルター(6-12, 12-24, 24-48Hz)をかけて処理を行った。各ショットごとに散乱係数分布を求め、等方散乱を仮定して、4つのショットを重合することで最終的な散乱係数分布を得た。

**結果** 各深さの平均的な散乱係数を図3に示す。これらを見ると解析領域の平均的な散乱係数は、深くなるにした

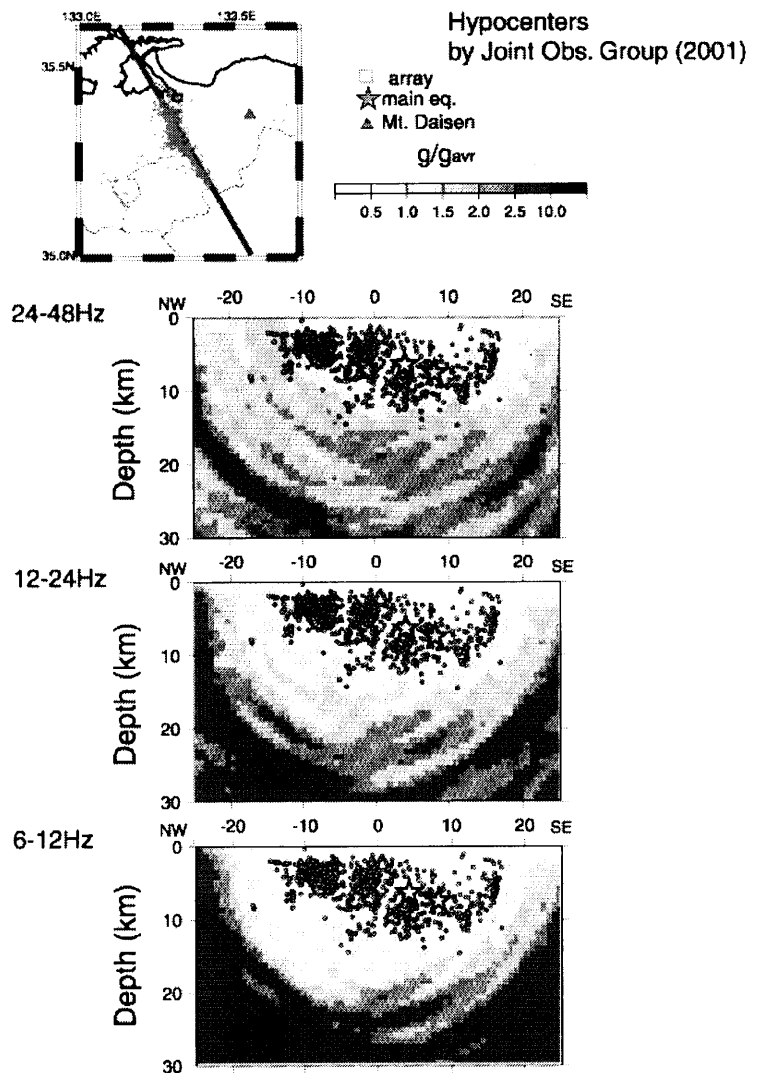


図4. 余震域と平行な断面で見た相対的散乱係数分布。

がって散乱係数が大きくなる傾向が見られる。P波散乱係数分布は6-12, 12-24, 24-48Hzについて行った。散乱係数は0.01-0.1 km<sup>-1</sup>程度の値を持つことが明らかになった。図4では余震域を含む断面における各周波数の相対的散乱係数分布を示す。これらは各断面の平均値を基準として、相対値を示している。震源域の直下で散乱係数の高い部分が部分的に現れていることがわかる。図5に一番解能の高い24-48Hz帯における結果を示す。これを見ると、破壊の開始点やその他いくつかの部分で周囲に比べて2~10倍程度散乱係数が大きいことが示された。

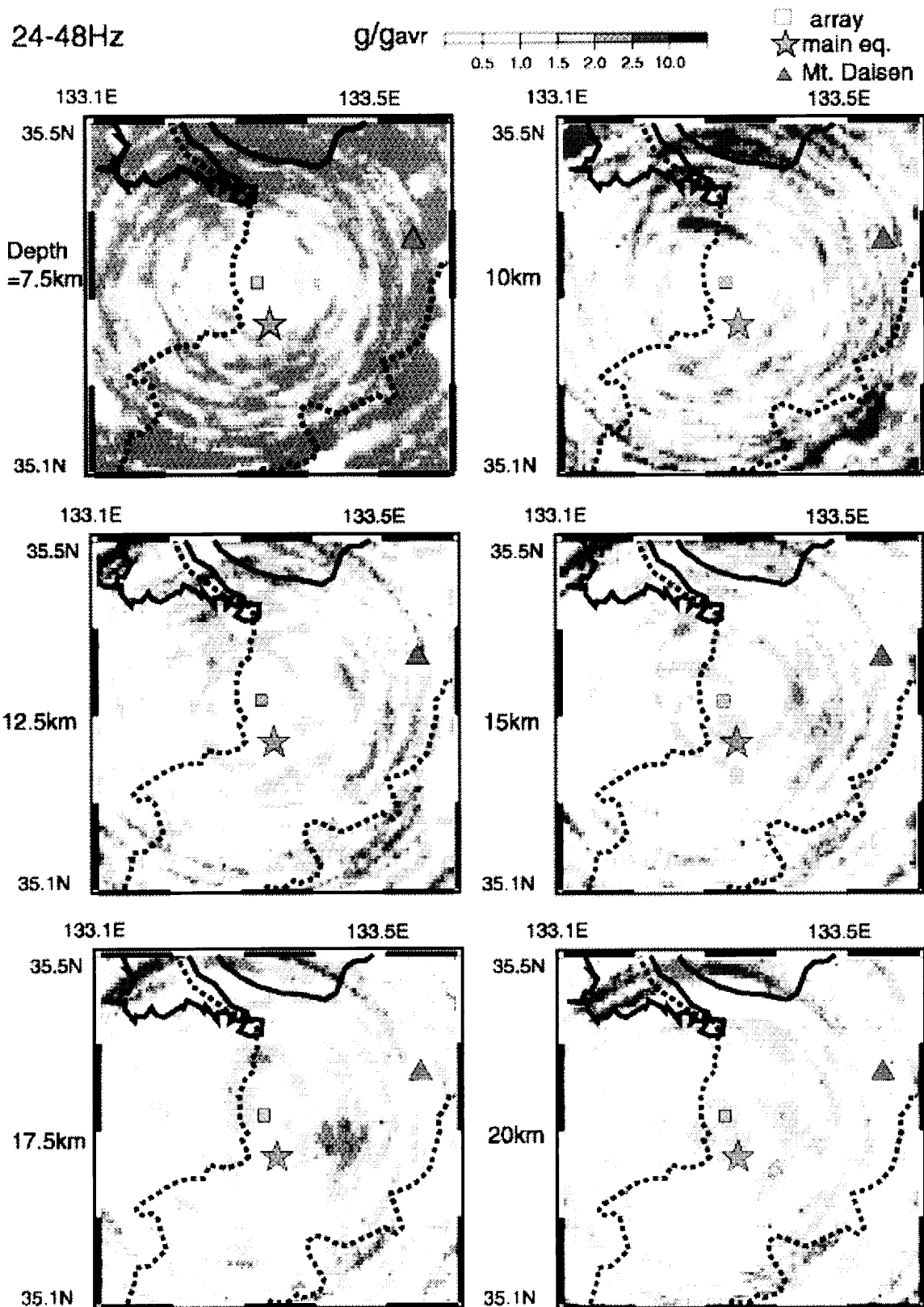


図5 24-48Hzにおける相対的散乱強度分布。